

*Свинтківська Марія,
студентка V курсу, спеціальність «Фізика та інформатика».
Науковий керівник – Гришук А. М.,
кандидат фізико-математичних наук, доцент*

ТЕОРІЯ ЕНЕРГЕТИЧНОГО СПЕКТРУ ЕЛЕКТРОНІВ ТА ДІРОК В СКЛАДНОМУ ЦИЛІНДРИЧНОМУ ДРОТІ

Широкий інтерес до вивчення нанорозмірних систем викликаний загальною тенденцією мініатюризації електронних пристроїв. Підвищена увага до низькорозмірних наносистем зумовлена їхніми унікальними властивостями та можливостями практичного застосування у приладах найновітніших технологій.

Наносистеми знаходять безпосереднє застосування в електронних і оптичних системах [3]. Просторове квантування створює добре виражені дискретні енергетичні рівні у структурах розміром у кілька десятків нанометрів та менше. Такі наносистеми формують елементну базу для виготовлення одноелектронних транзисторів, нових фотоелектронних пристроїв, а також квантових комп'ютерів [3].

Останнім часом зросла кількість досліджень складних різновидів напівпровідникових квантових дротів (КД) і нанотрубок (НТ).

Напівпровідникові нанодроти та нанотрубки виявились оптимальним джерелом лазерного випромінювання у дуже широкому спектрі частот [3] (від інфрачервоного до ультрафіолетового).

Для створення наноструктур з прогнозованими і керованими фізичними характеристиками, необхідно знати фізичні явища і процеси, які там відбуваються. Це і є основним завданням теорії.

Спектри електронів, дірок та екситонів у наногетеросистемі у переважній більшості робіт [1, 4] досліджуються на основі моделі ефективних мас та прямокутних потенціальних ям і бар'єрів.

Модель прямокутних потенціальних ям і бар'єрів не тільки добре визначає спектр невзаємодіючих електронів та дірок, але й дозволяє досить послідовно описати взаємодію цих квазічастинок між собою та з фононною підсистемою у простих та складних наногетеросистемах.

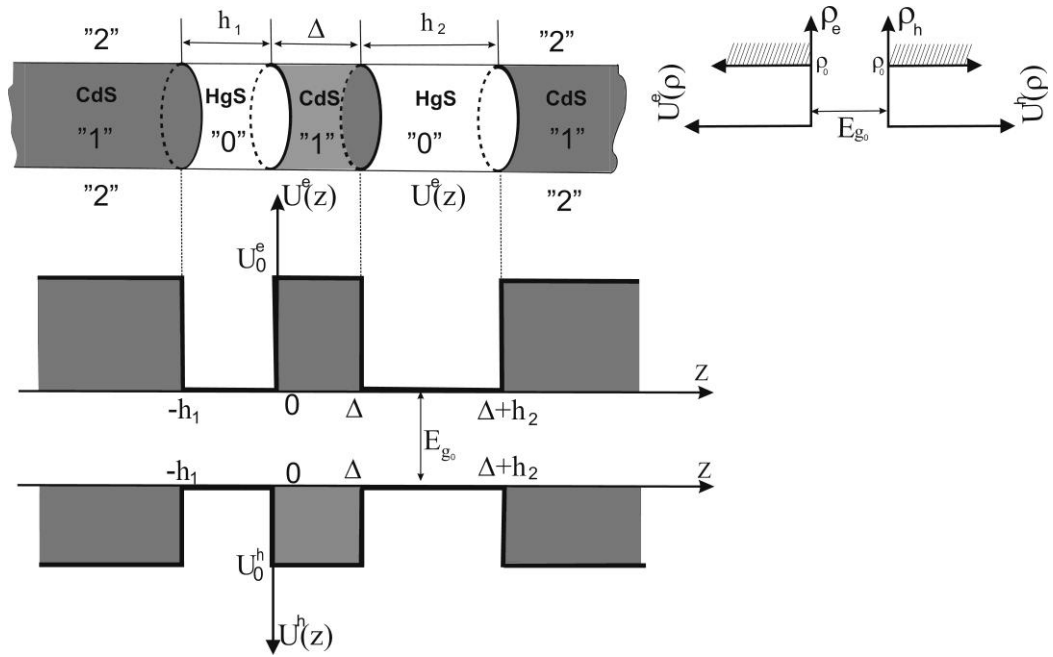


Рис. 1. Геометрична та енергетична схеми циліндричного квантового дроту з двома квантовими точками

Розглядається складний напівпровідниковий циліндричний квантовий дріт (ЦКД), який містить дві квантові точки (КТ) однакового матеріалу ("0" – β – *HgS*), розділених тонким (тунельо-прозорим) шаром іншого матеріалу ("1" – β – *CdS*).

Уважаються відомими: радіус нанодроту ρ_0 , висоти квантових точок h_1 і h_2 , товщина (Δ) напівпровідникового шару, що відділяє квантові точки. Увесь складний квантовий дріт знаходиться в зовнішньому середовищі, яке створює для квазічастинок (електронів, дірок, екситонів) нескінченний потенціальний бар'єр (рис. 1).

Щоб дослідити енергетичний спектр екситона, спочатку необхідно отримати енергетичний спектр та хвильові функції електрона і дірки. Для цього необхідно розв'язати стаціонарне рівняння Шредінгера:

$$\hat{H}^{(i)}\Psi^{(i)}(\vec{r}) = E^{(i)}\Psi^{(i)}(\vec{r}), \quad (i = e, h) \quad (1)$$

з гамільтоніаном:

$$\hat{H}^{(i)} = -\frac{\hbar^2}{2} \vec{\nabla} \frac{1}{\mu^{(i)}(z)} \vec{\nabla} + U^{(i)}(\rho, \varphi, z), \quad (i = e, h). \quad (2)$$

Враховуючи циліндричну симетрію задачі, і тимчасово, для спрощення запису, опускаючи індекс "i" хвильова функція $\Psi(\vec{r})$ електрона (дірки) шукається у вигляді [2]:

$$\Psi_{n_z n_\rho m}(\vec{r}) = R_{n_\rho m}(\rho) F_{n_z n_\rho m}(z) e^{im\varphi}. \quad (3)$$

При підстановці (3) у рівняння Шредінгера (1) змінні відділяються і для z -ої складової хвильової функції отримується рівняння:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} F_{n_z n_\rho m}(z) + \frac{2\mathbb{Q}(z)}{\hbar^2} \left(E - U(z) - \left(\frac{X_{n_\rho m}}{\rho_0} \right)^2 \right) F_{n_z n_\rho m}(z) = 0. \quad (4)$$

Розв'язки рівнянь (4) у різних інтервалах зміни z наступні:

$$F_{n_z n_\rho m}(z) = \begin{cases} F^{(0)}(z) = A_{n_z n_\rho m} e^{k_1 z} & -\infty < z \leq -h_1 \\ F^{(1)}(z) = B_{n_z n_\rho m}^{(+)} \cos(k_0 z) + B_{n_z n_\rho m}^{(-)} \sin(k_0 z) & -h_1 \leq z \leq 0 \\ F^{(2)}(z) = C_{n_z n_\rho m}^{(+)} e^{k_1 z} + C_{n_z n_\rho m}^{(-)} e^{-k_1 z} & 0 \leq z \leq \Delta \\ F^{(3)}(z) = D_{n_z n_\rho m}^{(+)} \cos(k_0 z) + D_{n_z n_\rho m}^{(-)} \sin(k_0 z) & \Delta \leq z \leq \Delta + h_2 \\ F^{(4)}(z) = G_{n_z n_\rho m} e^{-k_1 z} & \Delta + h_2 \leq z < \infty \end{cases}, \quad (5)$$

$$\text{де } k_0 = \sqrt{\frac{2\mu_0}{\hbar^2} E - \frac{X_{n_\rho m}^2}{\rho_0^2}}, \quad k_1 = \sqrt{\frac{2\mu_1}{\hbar^2} (U_0 - E) + \frac{X_{n_\rho m}^2}{\rho_0^2}}.$$

Використовуючи умови неперервності хвильової функції і потоку густини ймовірності на всіх межах поділу наногетеросистеми ($z_0 = -h_1$, $z_1 = 0$, $z_2 = \Delta$, $z_3 = \Delta + h_2$) отримуються дисперсійне рівняння для визначення спектра енергій електрона (дірки).

За фіксованих квантових чисел n_ρ і m , розв'язки дисперсійного рівняння відносно значень k_0 нумеруються квантовим числом n_z . Отже і енергетичний спектр $E_{n_z n_\rho m}^{(e,h)}$, і хвильові функції $\Psi_{n_z n_\rho m}^{(e,h)}$ електрона (e) (дірки (h)) у досліджуваній наногетеросистемі вже цілком визначені і залежать тільки від параметрів наносистеми.

Література

1. Геельвич Э.А. Лазер на межзонных переходах в квантовых ямах с когерентным транспортом электронов / Э.А.Геельвич, Е.И. Пашковский, Е.И.Голант// Письма в ЖТФ. – 2002. – Т.28. – №23. – С.1–8.
2. Ткач Н.В. Спектр электрона в сверхрешётке вдоль квантовой цилиндрической проволоки / Н.В.Ткач, И.В.Пронишин, А.М.Маханец// Известия фузов. Физика. – 1998. – №2. – С.96–103.
3. Huang M.H. Room-Temperature Ultraviolet Nanowire Nanolasers / M.H. Huang, S.Mao, H. Feick et al. // Science. – 2001. – V.292. – P.1897–1901.
4. Gryshuk A. M. The Influence of Polarized Oscillations on the Emission Spectrum of a Multicascade Planar Structure Based on $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ Layers // Technical Physics Letters, 2014. – Vol. 40. – No. 8. – P. 740–743.